

## ТЕМНОВОЙ ТОК КАНАЛА МИКРОКАНАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ

Представлено математическое описание физических процессов термо- и автоэмиссии, имеющих место в полупроводниковом покрытии канала микроканальной пластины (МКП). В любой момент времени в каждой точке поверхности канала МКП без инициирующего излучения рождается равномерный поток электронов, зависящий от температуры покрытия канала и приложенного к ней напряжения питания. Это есть токи термо- и автоэмиссии, вместе составляющие темновой ток каналов пластины. На процесс термоэмиссии влияет распределение температур в пластине. Величина токов автоэмиссии зависит от приложенного к пластине напряжения питания и структуры эмитирующей поверхности. Обе эти характеристики зависят от материала изготовления покрытия каналов МКП (толщины эмиссионного слоя, исходных концентраций положительных и отрицательных носителей заряда, водородоподобных атомов примесей). Приводится результат моделирования тока термоэмиссии канала МКП в стационарном режиме.

**Ключевые слова:** темновой ток канала МКП; ток термоэмиссии канала МКП; ток автоэмиссии канала МКП; моделирование процессов формирования темнового тока канала МКП.

This article is a mathematical description of the physical processes of thermo- and autoemission in the semiconductive cover of the microchannel plate channel. In every moment at any place of the channel a uniform electron flow originates without force radiation. Thermal- and autoemission culverts both are forming the dark current of the channel. The temperature distribution of the plate influences the thermal emission process. The auto-emission process is dependent on the applied voltage and the structure of the emission surface. Both characteristics are dependent on the construction material of MCP, such as positive and negative charge carriers, dopes hydrogen-like atoms, the emission layer depth. There is listed the result of modeling of the thermoemission current in steady-state mode. This model development brings in the MCP nanotechnologies.

**Key words:** dark current of the channel of MCP; thermal emission current of the channel of MCP; autoemission current of the channel of MCP; the dark current force processes modeling of the channel of MCP.

Микроканальная пластина (МКП) – один из видов фотоэлектронного умножителя открытого типа – широко используется в качестве усиленного элемента в приборах ночного видения, различного рода детекторах излучений как фотонов в широком диапазоне энергий, так и электронов, протонов и более тяжелых заряженных частиц, в позиционно-чувствительных детекторах, временных ответчиках для измерения скоростей продуктов ядерных реакций, в медицине.

Одним из основных параметров прибора, влияющих на величину его выходного сигнала, является темновой ток – ток эмиссии в отсутствие внешней инициирующей частицы, величина которого зависит как от внешних параметров работы прибора, так и от свойств материала, применяемого при его изготовлении [1]. Любой свободный электрон, находящийся вблизи поверхности канала МКП и обладающий энергией, достаточной для выхода из нее, способен создать лавину вторичных электронов в вакуумном пространстве этого канала.

Цель данной работы – теоретическое изучение величины темнового тока канала МКП в зависимости от параметров материала изготовления, температуры и приложенного к пластине напряжения питания.

На величину плотности темнового тока  $j_{st}$  оказывают влияние токи термо- и автоэмиссии, являющиеся параметрами материала изготовления. В любой момент времени и в каждой точке поверхности канала пластины как без инициирующего излучения, так и при нем рождается равномерный поток

электронов, зависящий от температуры покрытия канала в каждой точке и скачков приложенного к пластине напряжения питания.

Этот поток электронов в конкретной точке канала можно описать, исходя из выражения [2]:

$$j_{st} = AT^2 \cdot \exp\left(\frac{e\varphi_{out}}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{eV}{kT}\right),$$

где  $A = 120 \text{ A}/(\text{см}^2 \cdot \text{K}^2)$  – эффективная постоянная Ричардсона – Дэшмана для термоэлектронной эмиссии в пренебрежении рассеянием на оптических фононах и квантово-механическим отражением от барьера поверхности внутрь (при массе электрона  $m = m_0$ );  $T$  – абсолютная температура в исследуемой точке канала;  $e$  – заряд электрона;  $\varphi_{out}$  – потенциал поверхности в исследуемой точке;  $k$  – постоянная Больцмана;  $V$  – напряжение питания в исследуемой точке.

Рассмотрим составляющие этой формулы с учетом условий работы нашего прибора, изготовленного из окислов свинца [3].

Известно, что для уменьшения величины темнового тока катоды усилительных элементов покрывают полупроводниковым материалом  $p$ -типа. Согласно [3] окислы свинца представляют собой такой материал с практически равным количеством положительных и отрицательных носителей заряда, т. е. уровень Ферми  $F_{st}$  там близок к середине запрещенной зоны  $E_g = E_c - E_v$ , где  $E_c$  и  $E_v$  – уровни энергий зоны проводимости и валентной зоны соответственно. Таким образом,

$$F_{st} \approx E_c - E_g / 2.$$

Если  $E_0$  – уровень свободного электрона с нулевой кинетической энергией в вакууме, зависящий от потенциала поверхности полупроводника, величина которого определяется внешним покрытием (глубины порядка нескольких атомных расстояний), то  $\Phi = E_0 - F_{st}$  – термодинамическая работа выхода. Ее изменение, связанное с потенциалом поверхности  $\varphi_s$ , равно  $\Delta\Phi = \pm e\varphi_s$ . Знак «+» соответствует отрицательному потенциалу поверхности, при нем термоэлектронная работа выхода увеличивается. Величину  $\Phi_0 = E_g + \chi$  называют оптической работой выхода, и ее значение не зависит от формы и величины приповерхностного потенциала, т. е. минимальная энергия первичных электронов для создания вторичных должна приблизительно равняться этой величине. Параметры  $\chi$  и  $\chi_{eff} = \chi \pm e\varphi_s$  есть электронное сродство и эффективное электронное сродство соответственно, т. е. в значении  $\chi_{eff}$  заложено влияние поверхности полупроводникового материала на составляющую потока темновых электронов.

Величина  $d$ , называемая длиной экранирования Дебая – Хюккеля, влияет на глубину выхода вторичных электронов. Она напрямую связана как с концентрацией основных носителей заряда (соотношением положительных и отрицательных носителей в нем), так и со значением диэлектрической проницаемости материала  $\epsilon_s$  [4, 5]:

$$d = \sqrt{\frac{\epsilon_s \cdot \epsilon_0 \cdot kT}{e^2 \left( n + p + \frac{N_0 \cdot N_+}{N_d} + \frac{N_0 \cdot N_-}{N_a} \right)}},$$

где  $N_d$ ,  $N_a$  – общая концентрация водородоподобных атомов примесей, определяющая тип и проводимость материала;  $N_0$  – концентрация электрически нейтральных примесей;  $N_+$ ,  $N_-$  – концентрации положительно и отрицательно заряженных ионов соответственно;  $n$  и  $p$  – исходные концентрации отрицательных и положительных носителей заряда соответственно.

Согласно теории термоэлектронной эмиссии, например [2], плотность тока  $j_{te}$  из полупроводника в вакуум определяется числом электронов, движущихся в перпендикулярном к поверхности направлении с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера этой поверхности:

$$j_{te} = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi_{out}}{kT}\right). \quad (1)$$

Приложенное к МКП постоянное напряжение вызывает выделение джоулева тепла  $Q$  (в единицу времени в единицу объема приповерхностной области эмиттера):

$$Q = U \cdot I = U \cdot j \cdot S,$$

где  $I$  – постоянное значение тока, вызванного напряжением питания пластины  $U$ ;  $j$  – плотность тока;

$S = \sum_{i=1}^n 2\pi \cdot r_i \cdot h_i$  – суммарная площадь поперечного сечения проводящей поверхности эмиттеров пластины;  $r_i$  – радиус  $i$ -го канала;  $h_i$  – толщина полупроводниковой пленки эмиттера  $i$ -го канала;  $n$  – число каналов на одной МКП.

Тепло  $Q$  уменьшает время восстановления полупроводникового эмиттера после прохождения лавины.

Внешние входные – выходные поверхности МКП охлаждаются до температуры  $T_{\text{surf}} = -30 \div -20$  °C [6]. Таким образом, в канале МКП существует градиент температур, подчиняющийся уравнению теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \zeta \cdot \Delta T + \frac{Q}{c_m \rho}, \quad (2)$$

где  $\zeta = \frac{K}{c_m \rho}$  – приведенный коэффициент теплопроводности  $K$ ;  $c_m$  – удельная теплоемкость диэлектрического обрамления;  $\rho$  – плотность.

Охлаждение обеспечивает постоянство температуры на внешних поверхностях пластины, т. е. температура в любой точке в силу симметрии условий зависит только от ее расположения внутри канала ( $0 \leq x \leq L$ ,  $L$  – его длина) с максимальным нагревом в центре пластины. Кроме того, в стационарных условиях  $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ . Поэтому уравнение (2) принимает следующий вид:

$$\zeta \frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{Q}{c_m \rho} = 0$$

с граничными условиями

$$T(x=0) = T(x=L) = T_{\text{surf}}. \quad (3)$$

Процесс вторичной эмиссии, обусловленный перераспределением энергии, сопровождается выделением теплоты. В первом приближении это дополнительное тепло – от увеличивающегося тока по стенке канала  $Q_{\text{em}}$ . Тогда уравнение теплопроводности для этого случая примет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \zeta \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{Q_{\text{em}}(x)}{c_m \rho}$$

с прежними граничными (3) и постоянно меняющимися начальными условиями, которые необходимо в процессе прохождения лавины суммировать с уже имеющимися в исследуемой точке данными. В [7] предложена модель, предполагающая, что все процессы в канале МКП происходят при температуре  $T = 300$  К.

Автоэмиссия есть процесс вырывания электрона из материала под действием электрического поля. Известно [3], что эмиттерный слой стенки канала представляет собой поликристаллический материал, содержащий поры. На микровыступах внутри канала, расположенного под углом к торцевым поверхностям пластины, имеет место автоэмиссия электронов.

Согласно [8] пористая (фрактальная) поверхность обеспечивает «холодную» автоэлектронную эмиссию. На выступающих из относительно гладкой поверхности остриях кристаллитов создается высокое падение потенциала, обеспечивающее холодную эмиссию. Кроме того, в этих точках повышается температура, также увеличивающая вторично эмиссионный выход электронов. МКП собираются таким образом, что их каналы, параллельные друг относительно друга, находятся под углом  $5-15^\circ$  по отношению к нормали к торцевой поверхности пластины [9], что необходимо для увеличения вероятности попадания иницирующих частиц извне на начальные участки каналов, а также препятствует долгому разгону ионов разреженного газа в каналах, благодаря чему уменьшается ток обратной связи. Это же увеличивает и величину тока автоэмиссии, так как наклон канала ведет к появлению вертикальной относительно его поверхности составляющей напряженности поля, приложенного к пластине. С другой стороны, результаты наших исследований [10] показали, что небольшой наклон каналов увеличивает коэффициент усиления канала МКП, что является положительным моментом для конструкций такого типа.

Обозначим через  $\theta$  угол наклона каналов относительно нормали к торцам пластины (рис. 1), которые рассматриваем как эквипотенциальные поверхности.

Входные – выходные поверхности пластины покрыты металлическим слоем, по которому практически моментально растекается заряд. Приложенную к пластине разность потенциалов разложим на составляющие перпендикулярно и вдоль оси канала, и соответствующие им напряженности определяются как

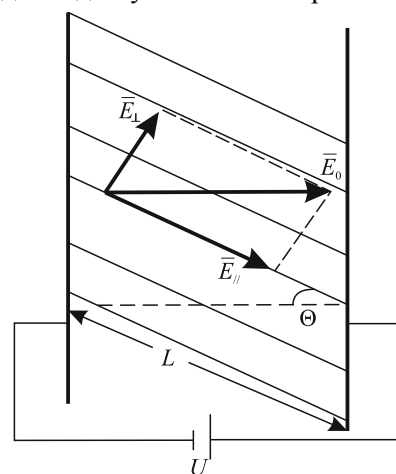


Рис. 1. Напряженность поля, создаваемая напряжением питания пластины

$$\bar{E}_{\perp} = \bar{E}_0 \cdot \operatorname{tg} \theta, \quad \bar{E}_{//} = U/L,$$

где  $\bar{E}_0 = U/(L \cdot \cos \theta)$  – напряженность приложенного к пластине поля.

По определению ток автоэмиссии представляет собой ток, возникающий под действием электрического поля перпендикулярно образующей канала. Поле напряженностью  $E_{\perp}$  изменяет электростатический потенциал полупроводниковой поверхности на величину  $V = \bar{E}_{\perp} \cdot h$ , где  $h$  – толщина поверхности. Известно (например, [3]), что величина напряженности, при которой наступает эффект туннелирования, приблизительно равна  $10^7$  В/см. В это же время напряженность электрического поля  $\bar{E}_0$ , создаваемая приложенной к пластине разности потенциалов, составляет  $\approx 10^4$  В/см. Наличие ускоряющего поля увеличивает значение энергии электрона на величину  $\bar{E} = e\bar{E}_{\perp}h$ , приблизительно равную  $10^{-3}$  эВ.

В соответствии с определениями вторичной эмиссии [11] число электронов, образующих ток вторичной эмиссии, состоит из электронов, рожденных внутри приповерхностного слоя эмиттера, часть которых не обладает энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера. В частности, такой энергией не обладают электроны, рожденные на глубине, большей длины свободного пробега. Данная величина зависит от структуры поверхности, концентрации примесей и дефектов, а также от величины энергии и угла падающего извне электрона. Это связано с тем, что истинно вторичный электрон, рожденный на такой глубине, за время своего пути к поверхности успевает термализоваться и его энергии уже недостаточно для преодоления потенциального барьера и выхода в вакуум. В связи с этим ток автоэмиссии канала МКП проявляется в двух случаях. Во-первых, если толщина образованного полупроводникового слоя  $h$  меньше длины свободного пробега  $l$  электрона проводимости, то на ток автоэмиссии влияет электрический потенциал всего слоя, так как свободные электроны, обладающие энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, окажутся на поверхности. Во-вторых, если толщина  $h$  больше длины свободного пробега, то  $l$  следует сравнить с длиной экранирования. Иными словами, потенциал приповерхностного слоя можно определить, используя следующую систему неравенств:

$$\begin{aligned} h \leq l : V &= E_{\perp} h; \\ h >> l : \begin{cases} l << d : V = E_{\perp} l, \\ l \geq d : V = e\varphi_s. \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

К значению тока термоэлектронной эмиссии, полученному из (1), добавляется множитель  $\exp(eV/kT)$ , связанный с потенциалом смещения, определяемым по формулам (4).

Величину  $V$  можно выразить через концентрацию основных носителей, чтобы определить зависимость тока автоэмиссии как от приложенного к пластине напряжения, так и от состава примесей полупроводникового слоя эмиттера. Компонента электрического поля, перпендикулярная образующей канала, уменьшает величину потенциального барьера с одной стороны канала, а с другой увеличивает ее. Поэтому в среднем наклон канала не влияет на высоту потенциального барьера. Следует также отметить, что поле  $\bar{E}_{\perp}$  как ускоряет вторичные электроны, так и замедляет их движение (в зависимости от направления вектора скорости вылета этих электронов из поверхности). Таким образом, можно предположить, что вероятности

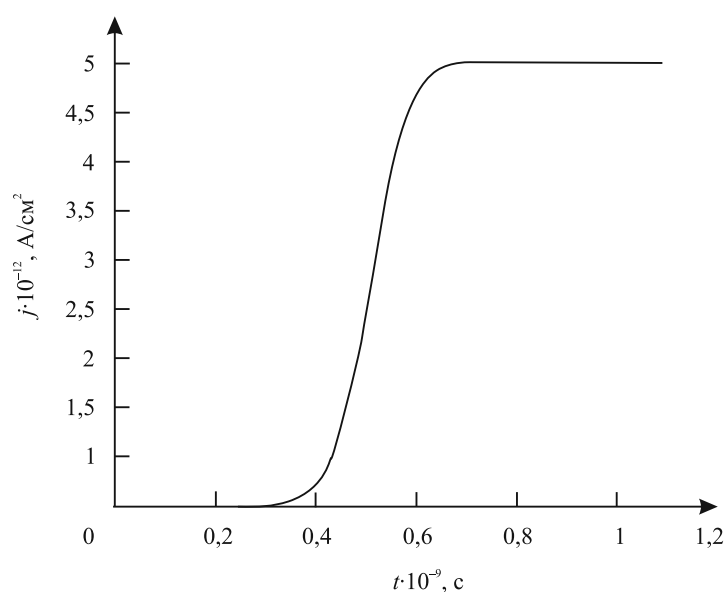


Рис. 2. Ток термоэмиссии канала МКП

попадания первичного электрона и на одну половину канала относительно его продольной оси, и на вторую одинаковы, точки влета первичного электрона и вылета вторичных электронов можно считать одними и теми же.

На основании вышеизложенного описания была создана и реализована модель тока термоэмиссии в стационарном состоянии в предположении постоянной температуры и рабочего напряжения питания канала микроканальной пластины. На рис. 2 представлен пример подсчитанного с помощью этой модели тока. Для определения темнового тока при изменяющейся температуре и скачках напряжения в отдельных точках канала необходимо создание модели, учитывающей распределение тепла и напряжения в разных точках канала в каждый момент времени. Для ее реализации нужны большие массивы памяти и высокие затраты машинного времени.

# БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Перцев А. Н., Резников И. В. Одноэлектронные фотоприемники. М., 1986.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: в 2 т. М., 1984. Т. 1.
3. Извозчиков В. А., Тимофеев О. А. Фотопроводящие окислы свинца в электронике. Л., 1979.
4. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1990.
5. Poklonski N. A., Stelmakh V. F., Tkachev V. D., Voitikov S. V. Screening of Charge in Semiconductors by Multicharged Defects // Phys. St. Sol. (B). 1978. Vol. 88, № 2. P. k165–k168.
6. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964.
7. Apanasovich V. V., Chudovskaja E. A. Thermal Emission Current from the Channel Surface in Micro Channel Plate // Proceedings of the 21<sup>st</sup> International Conference on Microelectronics. Nish. 1997. Vol. 1. P. 103–106.
8. Tremsin A. S., Pearson J. F., Fraser G. W. et al. Microchannel plate operation at high count rates: new results // Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. 1996. Vol. A 379. P. 139–151.
9. Гончаров И. Н. Моделирование и сравнительный анализ усиления электронного сигнала в различных каналах МКП // Изв. высш. учеб. заведений. Северо-Кавказский регион. Техн. науки. 2008. № 5. С. 32–36.
10. Апанасович В. В., Чудовская Е. А. Влияние угла наклона каналов на характеристики выходного сигнала микроканальной пластины // Радиофизика и электроника. 1997. Вып. 3. С. 124–127.
11. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. М., 1969.

Поступила в редакцию 27.12.13.

**Елена Аркадьевна Чудовская** – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры телекоммуникаций и информационных технологий.